

УДК 621.396.677.731.2

## РАССТОЯНИЕ ДАЛЬНОЙ ЗОНЫ ВОЛНОВОДНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Н.Н. Горобец, Е.Е. Овсянникова, А.В. Шишкова

Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, пл. Свободы, 4, 61077 Харьков, Украина

E-mail: shishkova@univer.kharkov.ua, Nikolay.N.Gorobets@univer.kharkov.ua

Поступила в редакцию 17 сентября 2008г.

На основе метода потенциалов Герцы в формулировке Кирхгофа исследованы амплитудные и фазовые характеристики излучения из открытого конца прямоугольного волновода, возбуждаемого волной основного типа  $H_{10}$  на произвольном расстоянии от излучающего раскрыва. Вводятся критерии оценки границы дальней зоны малых по сравнению с длиной волны волноводных излучателей, для которых классическая формула для расчета дальней зоны неприменима. Проводится исследования характеристик излучения согласно предложенным критериям оценки и устанавливаются границы дальней зоны для волноводных излучателей с размерами меньшими, чем длина волны в волноводе.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** прямоугольные волноводы, микроволны, граница дальней зоны, амплитудные, фазовые характеристики излучения

В настоящее время электромагнитные волны микроволнового диапазона находят широкое применение не только в радиоэлектронике, но также в медицине, химической, легкой, пищевой промышленности и других областях науки и техники. В отличие от традиционных и хорошо изученных и разработанных методов применения свободно распространяющихся электромагнитных волн для радиосвязи, радиолокации, радионавигации, спутниковой радиосвязи и телевидения, во вновь осваиваемых областях применения микроволн взаимодействие между электромагнитной волной и объектом, как правило, происходит в ближней зоне антенны. В этом случае амплитуды и фазы компонент электромагнитного поля распространяющейся волны и, следовательно, ее мощность зависят от расстояния по сложным закономерностям. Поэтому в ближней зоне нет возможности говорить о диаграмме направленности антенны ни по амплитудным, ни по фазовым, ни по поляризационным характеристикам полей. Их определение требует расчета в каждой точке наблюдения отдельно. С другой стороны, на расстояниях, соответствующих условию дальней зоны [1]  $R_{ДЗ} \geq 2L^2/\lambda$ , где  $L$  – максимальный размер излучающего раскрыва антенны, пространственное распределение нормированных к единице амплитуд и фаз полей не зависит от расстояния и полностью описывает пространственную диаграмму направленности (ДН). Нетрудно видеть, что приведенная формула для расстояния дальней зоны не применима для излучателей, размеры которых меньше длины волны [2 - 4]. Это связано с тем, что при определении расстояния дальней зоны в приведенном выше виде оно получено из предположений, что при расчете амплитуды поля в любой точке наблюдения учитывается только расстояние от середины антенны до точки наблюдения, а при расчете фаз все лучи, исходящие из любой точки излучающего раскрыва, считаются параллельными. При этих условиях систематические ошибки при определении диаграммы направленности и других связанных с ней параметров и характеристик антенн (коэффициента направленного действия, коэффициента усиления и поляризационных характеристик), не превышают 5-10%. В случае антенн малых электрических размеров эти условия оказываются недостаточными из-за того, что  $L < \lambda$ . Поэтому в качестве критериев дальней зоны для таких слабонаправленных излучателей должны быть следующие:

1. Отсутствие ближних реактивных полей.
2. Отсутствие продольных компонент электромагнитного поля.
3. Разность фаз между  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  полями должна быть равна нулю.
4. Отношение  $\vec{E}$  к  $\vec{H}$  должно равняться волновому сопротивлению свободного пространства.
5. Для антенн, у которых есть фазовый центр, амплитуды  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  компонент поля в зависимости от расстояния должны убывать по закону  $1/R$ , как в сферической волне.
6. Поляризационная структура поля не должна зависеть от расстояния.

В теоретических работах, посвященных электродинамическим излучающим системам, принято считать, что расстоянием дальней зоны в рассматриваемом случае, является расстояние, равное нескольким (до 10) длинам волн. Известное классическое решение о нахождении поля излучения коротких проволочных антенн привело к следующим выводам [2]:

1. Непосредственно вблизи антенны (в ближней зоне) амплитуда вектора напряженности электрического поля убывает по закону  $1/R^3$ , магнитного –  $1/R^2$ , а разность фаз поперечных компонент  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  составляющих поля излучения равна  $-90^\circ$ . При этом во всех направлениях, кроме направления нормали к проводнику, имеется продольная компонента электрического поля.

2. На несколько большем расстоянии, в промежуточной зоне, амплитуды компонент поля убывают по закону  $1/R^2$ , а разность фаз этих компонент при увеличении расстояния стремится к нулю. В дальней зоне амплитуды полей убывают по закону  $1/R$ , мощность –  $1/R^2$ , а разность фаз ортогональных  $E_\theta$  и  $H_\phi$  компонент поля равна нулю.

Детальные исследования волновых процессов в ближней зоне коротких (диполь Герца) проволочных антенн [2, 5] показали, что расстояние дальней зоны таких антенн не зависит от их длины и равно  $0,5\lambda$ , в то время как для резонансных проволочных антенн [6] это расстояние значительно зависит от их электрической длины. В случае резонансных проволочных антенн ( $2L/\lambda = 0,5$ ) уже на очень малых расстояниях от антенны формируется бегущая волна поля излучения (разность фаз  $\arg E_\theta - \arg H_\phi = 0$ ) и амплитуда поля убывает как  $1/R$  или даже медленнее. Все условия дальней зоны выполняются на расстояниях  $R \geq \lambda$ . Для проволочных антенн на частотах резонанса более высокого порядка ( $2L/\lambda = 1; 1.5; 2 \dots$ ) условие дальней зоны хорошо описывается формулой  $R_{ДЗ} \geq 2L^2/\lambda$  [6].

Для практики важно знать расстояние дальней зоны не только проволочных излучателей, но и для излучателей в виде открытых концов прямоугольных и квадратных волноводов, размеры излучающего раскрыва которых меньше длины волны. Целью настоящей статьи является теоретическое исследование волновых процессов в ближней зоне волноводных излучателей и определение границ их дальней зоны наблюдения.

## ПОСТАНОВКА И РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

В настоящее время внутренняя задача электродинамики нахождения полей внутри волновода решена аналитически для волноводов прямоугольного (квадратного) и круглого поперечного сечения и численно – аналитически в случае волноводов более сложных форм. Однако, поля излучения из открытых концов таких волноводов в ближней и промежуточной зонах наблюдения изучены недостаточно.

Рассмотрим внешнюю задачу электродинамики – задачу нахождения полей в ближней и промежуточной зонах наблюдения излучателя в виде открытого конца полого волновода прямоугольной формы, возбуждаемого волной основного типа. С излучающим раскрывом волновода свяжем прямоугольную систему координат, причем ось  $OZ$  направим вдоль оси волновода. В общем виде задача нахождения полей в ближней зоне апертурных излучателей с известным распределением источников поля и их поляризационных характеристик решена в [7, 8]. В этом случае поперечные компоненты поля в сферической системе координат на произвольном достаточно малом расстоянии от излучателя имеют вид:

$$\begin{aligned} \vec{E}_\theta = & \frac{\lambda}{4\pi} \left( \frac{R}{\lambda} - \frac{iW_0 \cos \theta}{2\pi W_s} \right) \int_s (E_x \cos \varphi + E_y \sin \varphi) f_1 \psi dS - \frac{\sin \theta}{4\pi} \int_s (xE_x + yE_y) f_1 \psi dS + \\ & + \frac{i\lambda W_0 \cos \theta}{8\pi^2 W_s} \int_s (x \cos \varphi + y \sin \varphi) f_2 q_1 \psi dS + \frac{i}{2\lambda} \frac{W_0 \cos \theta}{W_s} \int_s (E_x \cos \varphi + E_y \sin \varphi) \psi dS; \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \vec{E}_\phi = & -\frac{\lambda}{4\pi} \left( \frac{R \cos \theta}{\lambda} - \frac{iW_0}{2\pi W_s} \right) \int_s (E_x \sin \varphi - E_y \cos \varphi) f_1 \psi dS - \\ & - \frac{i\lambda W_0}{8\pi^2 W_s} \int_s (x \sin \varphi - y \cos \varphi) f_2 q_1 \psi dS - \frac{iW_0}{2\lambda W_s} \int_s (E_x \sin \varphi - E_y \cos \varphi) \psi dS; \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \vec{E}_R = & \frac{\cos \theta}{4\pi} \int_s (xE_x + yE_y) f_1 \psi dS - \frac{i\lambda W_0}{8\pi^2 W_s} (\sin \theta \int_s (E_x \cos \varphi + E_y \sin \varphi) f_1 \psi + \\ & + R - \sin \theta (x \cos \varphi + y \sin \varphi) f_2 q_1 \psi dS + \frac{iW_0 \sin \theta}{2\lambda W_s} \int_s (E_x \cos \varphi + E_y \sin \varphi) \psi dS; \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \bar{H}_\theta = & \frac{\lambda}{4\pi} \left( \frac{R}{\lambda W_s} - \frac{i \cos \theta}{2\pi W_0} \right) \int_s (E_x \sin \varphi - E_y \cos \varphi) f_1 \psi dS - \frac{\sin \theta}{4\pi W_s} \int_s (xE_x - yE_y) f_1 \psi dS + \\ & + \frac{i\lambda_0 \cos \theta}{8\pi^2 W} \int_s (x \cos \varphi + y \sin \varphi) f_2 q_2 \psi dS + \frac{i}{2\lambda} \frac{\cos \theta}{W_0} \int_s (E_x \sin \varphi - E_y \cos \varphi) \psi dS; \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \bar{H}_\varphi = & -\frac{\lambda}{4\pi} \left( \frac{R \cos \theta}{\lambda W_s} - \frac{i}{2\pi W_0} \right) \int_s (E_x \cos \varphi + E_y \sin \varphi) f_1 \psi dS + \\ & + \frac{i\lambda}{8\pi^2 W_0} \int_s (x \sin \varphi - y \cos \varphi) f_2 q_2 \psi dS + \frac{i}{2\lambda W_0} \int_s (E_x \cos \varphi + E_y \sin \varphi) \psi dS; \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \bar{H}_R = & \frac{\cos \theta}{4\pi W_s} \int_s (yE_x - xE_y) f_1 \psi dS + \frac{i\lambda}{8\pi^2 W_0} (\sin \theta \int_s (E_y \cos \varphi - E_x \sin \varphi) f_1 \psi + \\ & + \int_s [R - \sin \theta (x \cos \varphi + y \sin \varphi)] f_2 q_2 \psi dS + \frac{i \sin \theta}{2\lambda W_0} \int_s (E_x \sin \varphi - E_y \cos \varphi) \psi dS; \end{aligned} \quad (6)$$

где  $\psi = \frac{\exp(-ikr)}{r}$ ,  $k = 2\pi/\lambda$  - волновое число,  $f_1 = \frac{ikr+1}{r^2}$ ,  $f_2 = \frac{3}{r^4} + \frac{3ik}{r^3} - \frac{k^2}{r^2}$ ,

$$q_1 = E_x^s(x - x_s) + E_y^s(y - y_s), \quad q_2 = E_x^s(y - y_s) - E_y^s(x - x_s).$$

Эти выражения весьма громоздки и не позволяют делать выводы о волновых процессах вблизи раскрытия волноводного излучателя и о расстоянии дальней зоны без компьютерного счета в каждом конкретном случае. Полученные в [9, 10] результаты расчетов полей в ближней и промежуточной зоне открытого конца круглого волновода свидетельствуют, что расстояние дальней зоны определяются не только электрическими размерами излучающего раскрытия, но и характером амплитудного распределения поля.

Рассмотрим далее поля в ближней зоне прямоугольного и квадратного волноводов. Для расчетов воспользуемся методом векторизованного интеграла Кирхгофа, согласно которому источники в излучающем раскрытии распределены как в поле набегающей на раскрытие волны [1]. Распределение комплексных амплитуд составляющих полей падающей на раскрытие волновода волны в выбранной нами системе координат имеет вид:

$$E_x^{nad} = E_0 \cos \frac{\pi y}{b}; \quad (7)$$

$$H_y^{nad} = \frac{\gamma}{a\mu_0} E_0 \cos \frac{\pi y}{b}; \quad (8)$$

$$H_z^{nad} = -\frac{\pi}{i a \mu_0 b} E_0 \sin \frac{\pi y}{b}; \quad (9)$$

$$E_y^{nad} = E_z^{nad} = 0, \quad H_x^{nad} = 0, \quad (10)$$

где  $\gamma = 2\pi/\Lambda = k\sqrt{1 - (\lambda/2b)^2}$  - постоянная распространения волны в волноводе,  $b$  - размер широкой стенки волновода,  $a$  - узкой.

Амплитуды электрического и магнитного поля в режиме бегущей волны определяются мощностью, передаваемой по волноводу. В общем случае по теореме Умова-Пойнтинга средний по времени поток активной мощности, проходящей через раскрытие волновода в направлении оси  $z$ , при гармонически изменяющихся полях  $E$  и  $H$  может быть вычислен по известному соотношению [1]:

$$P_{\text{воз}} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} [\vec{E} \times \vec{H}^*]_z^0 dx dy. \quad (11)$$

Здесь  $\vec{H}^*$  - комплексно-сопряженная амплитуда напряженности магнитного поля.

Полагая для определенности  $P_{\text{воз}} = 1 \text{ Вт}$ , считаем:

$$E_0 = \sqrt{4W_{10}/ab}, \quad (12)$$

где  $W_{10} = \frac{\omega\mu_0}{\gamma} = \frac{W_0}{\sqrt{1 - (\lambda/2b)^2}}$  - волновое сопротивление волновода.

Используя выражения (1)-(6) и (7)-(12), можно получить характеристики излучения в ближней зоне во всем пространстве наблюдения, а также провести исследования границы дальней зоны для излучателей, размеры которых меньше или соизмеримы с длиной волны.

## АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ

На основе изложенной выше методики разработан алгоритм и компьютерная программа на языке Фортран для расчета амплитудных, фазовых и поляризационных характеристик излучения во всем пространстве наблюдения без ограничения на размеры излучающего раскрыва и расстояния от антенны до точки наблюдения. Проведен расчет амплитудных и фазовых характеристик излучения в ближней,

промежуточной и дальней зонах излучения прямоугольных волноводов различных размеров, возбуждаемых модой основного типа  $H_{10}$ .

Для определения границы дальней зоны открытых концов прямоугольных волноводов, малых по сравнению с длиной волны размеров, проведен анализ следующих зависимостей: амплитуды вектора направленности электрического поля от расстояния в направлении оси волновода, отношения амплитуд поперечных компонент электромагнитного поля ( $W = E_\theta/H_\varphi$ ), нормированного к величине волнового сопротивления свободного пространства ( $W_0$ ) в зависимости от расстояния от антенны до точки наблюдения в направлении оси волновода; разности фаз электрической и магнитной компонентой поля в зависимости от расстояния; зависимости всех трех компонент поля от угловых координат на различных расстояниях от антенны до точки наблюдения. Расчеты проводились для следующих размеров волноводов:  $1\lambda \times 1\lambda$ ,  $0.5\lambda \times 1\lambda$ ,  $0.1\lambda \times 1\lambda$ ,  $0.6\lambda \times 0.6\lambda$ ,  $0.3\lambda \times 0.6\lambda$ ,  $0.1\lambda \times 0.6\lambda$ .

На рис. 1 представлены зависимости амплитуды компоненты поля  $E_\theta$  ДН в направлении главного максимума как функции расстояния от антенны до точки наблюдения для волноводных излучателей малых электрических размеров. Известно [1, 7], что в ближней зоне апертурных антенн наблюдается формирование зоны прожекторного луча-зоны, в которой поле сконцентрировано вблизи нормали к раскрыву. Изменение поля в

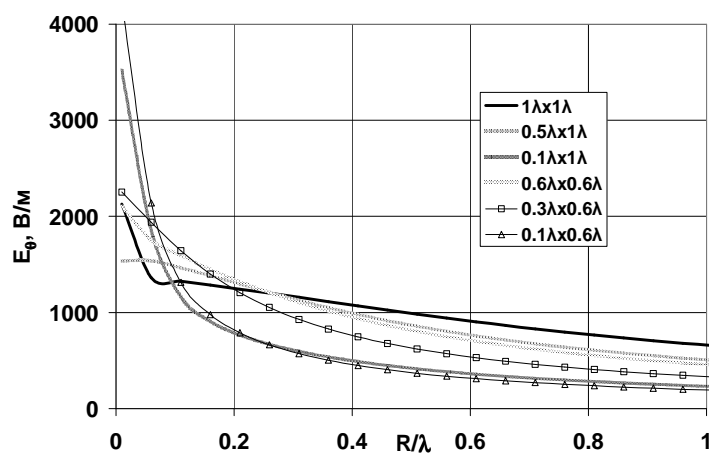


Рис.1. Зависимость амплитуды компоненты поля  $E_\theta$  в направлении главного максимума ДН как функции расстояния от антенны до точки наблюдения

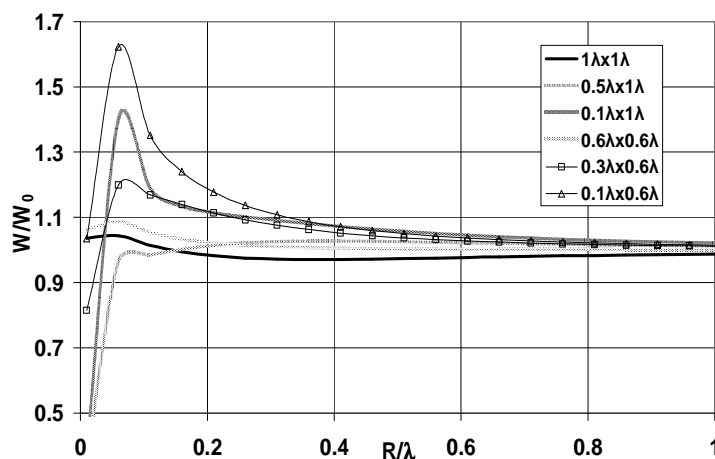


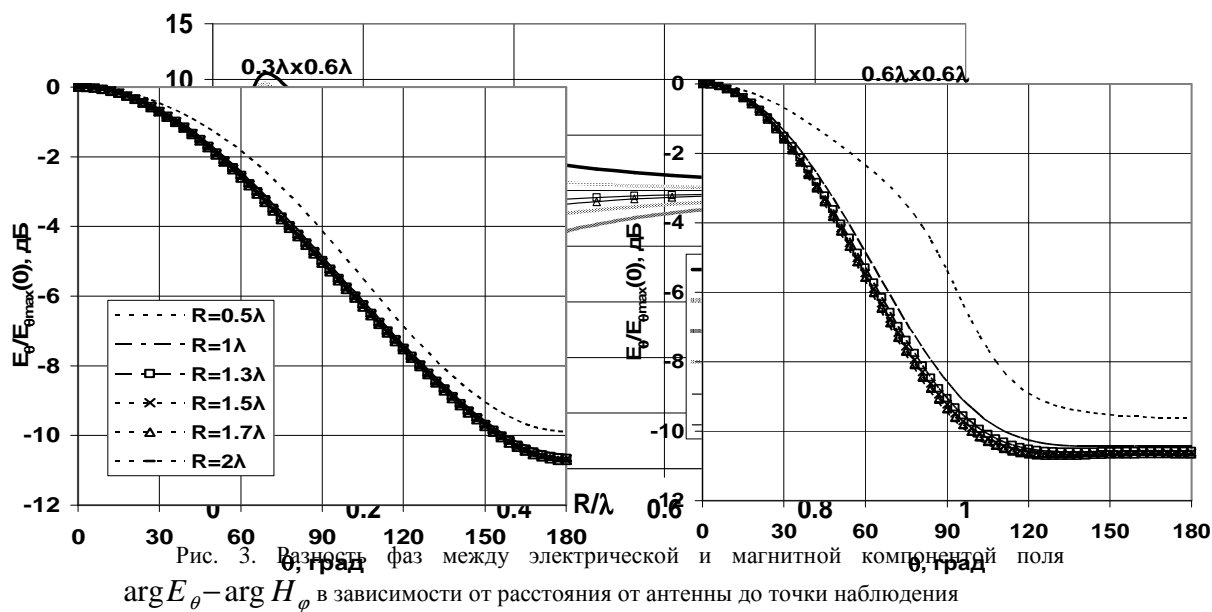
Рис. 2. Отношение амплитуд компонент электромагнитного поля ( $W = E_\theta/H_\varphi$ ), нормированное к величине волнового сопротивления свободного пространства  $W_0$

этой области вдоль нормали к раскрыву волновода носит осциллирующий характер, что является следствием явления интерференции волн. Как видно из рис.1, для малых по сравнению с длиной волны волноводных излучателей подобной картины не наблюдается, зона осцилляций отсутствует.

Известно, что в дальней зоне волновое сопротивление равно сопротивлению свободного пространства, т.е.  $W/W_0=1$ . Для каждого размера волновода определялось расстояние, на котором отличие отношения  $W/W_0$  от единицы не превышало 1%. Анализ отношения амплитуд компонент электромагнитного поля ( $W = E_\theta/H_\phi$ ), нормированного к величине волнового сопротивления свободного пространства ( $W_0$ ) в направлении нормали к раскрыву волновода, показал, что, начиная с расстояния  $R \approx 1.5\lambda$  (табл. 1), отношение амплитуд электрической и магнитной компонент имеет значение, характерное для дальней зоны (рис. 2).

На рис. 3 приведена зависимость разности фаз между электрической и магнитной компонентами поля в зависимости от расстояния для различных размеров волноводов. Для каждого размера волновода определялось расстояние, на котором отличие разности фаз между компонентами от нулевого значения не превышало 0.5 град. Анализируя зависимости разности фаз между электрической и магнитной компонентой поля в зависимости от расстояния в направлении нормали к раскрыву волновода границей дальней зоны можно считать  $R \approx 1.06\lambda$  (табл. 2). На рис. 4 и 5 приведены зависимости относительных амплитуд компонент поля  $E_\theta/E_{\theta\max}(0)$  и  $E_\phi/E_{\phi\max}(0)$  от угла  $\theta$ . Проанализировав зависимости для различных размеров раскрыва волновода на различных расстояниях от антенны в плоскости  $E$  и  $H$ , найдены расстояния, на которых устанавливается одинаковая форма диаграммы направленности. Это расстояние  $R \approx 1.5\lambda$  в плоскостях  $E$  и  $H$  (см. табл. 3).

Известно, что в дальней зоне поля являются поперечными, в дальней зоне отсутствует продольная компонента поля  $E_R$ . Проанализируем величину продольной компоненты для определения границы дальней зоны малых волноводных излучателей. На рис. 6 приведены зависимости  $E_R/E_{\theta\max}(0)$  от угла  $\theta$  на различных расстояниях от раскрыва антенны. Рассмотрены расстояния, на которых отношение  $E_R/E_{\theta\max}(0)$  от угла  $\theta$  на различных расстояниях от раскрыва антенны не превышает -20дБ и оно составляет  $R=2\lambda$  (табл. 4).



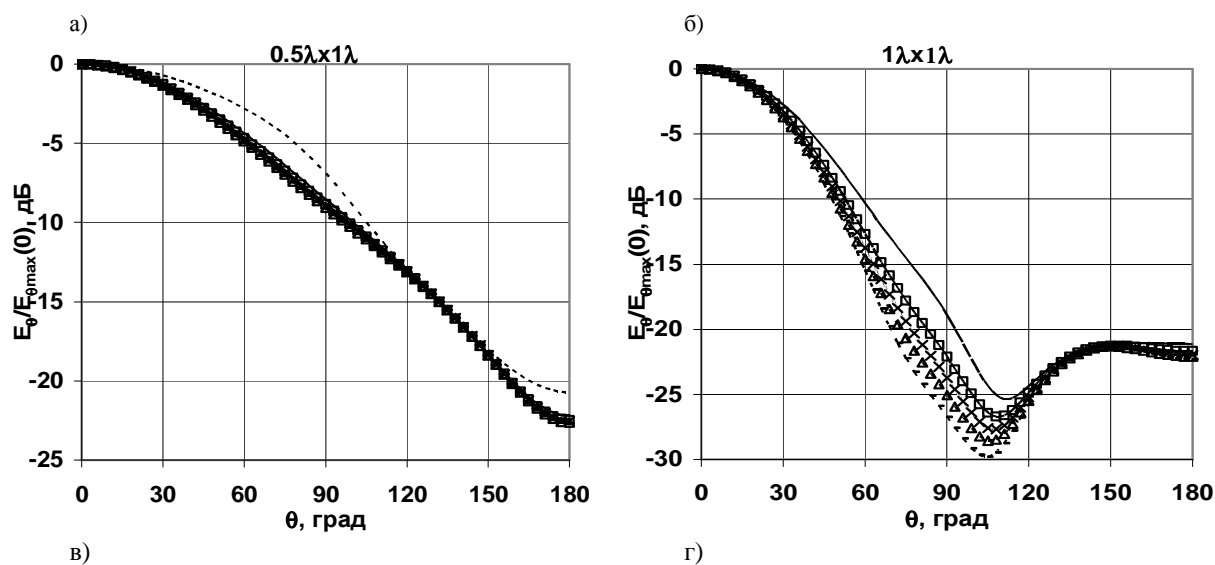
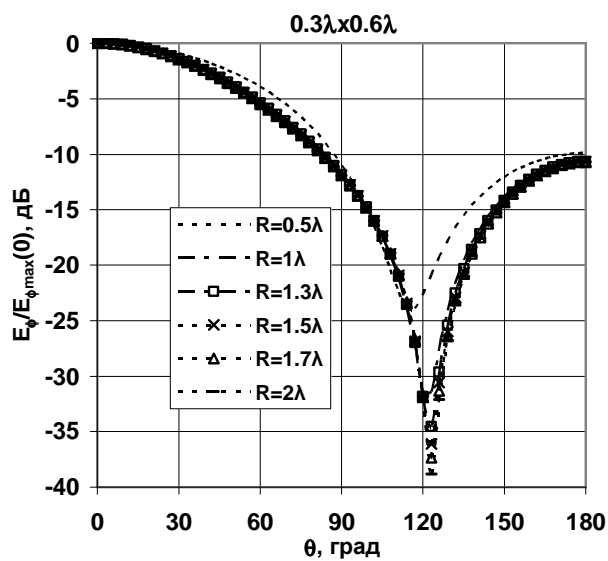


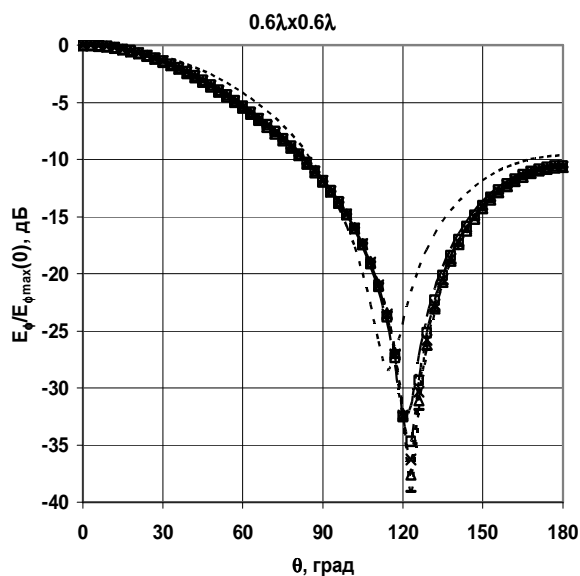
Рис.4. Зависимость  $E_{\theta}/E_{\theta_{\max}}(0)$  от угла  $\theta$  для размеров раскрыва волновода а)  $0.3\lambda \times 0.6\lambda$ , б)  $0.6\lambda \times 0.6\lambda$ , в)  $0.5\lambda \times 1\lambda$  и г)  $1\lambda \times 1\lambda$  на различных расстояниях от антенны в плоскости  $E$

Таблица 1. Расстояния, начиная с которых  $|1 - W/W_0| \leq 0.01$

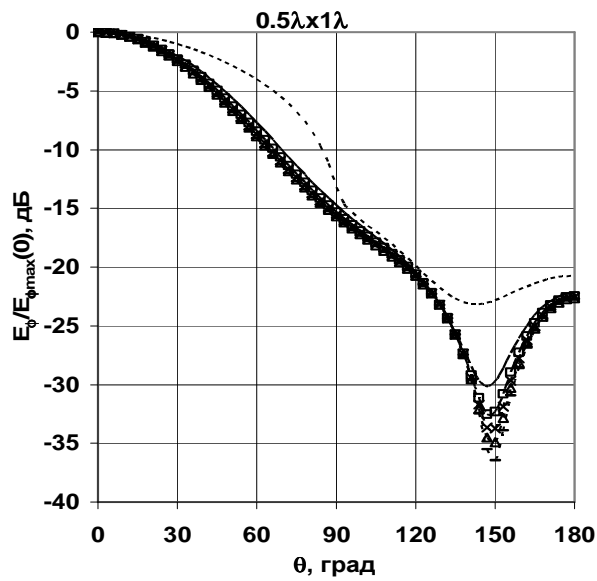
$a \times b$	$R_{\partial z}, \theta=0\text{град}$
$1\lambda \times 1\lambda$	1.16
$0.5\lambda \times 1\lambda$	1.06
$0.1\lambda \times 1\lambda$	1.5
$0.6\lambda \times 0.6\lambda$	0.31
$0.3\lambda \times 0.6\lambda$	1.06
$0.1\lambda \times 0.6\lambda$	1.21



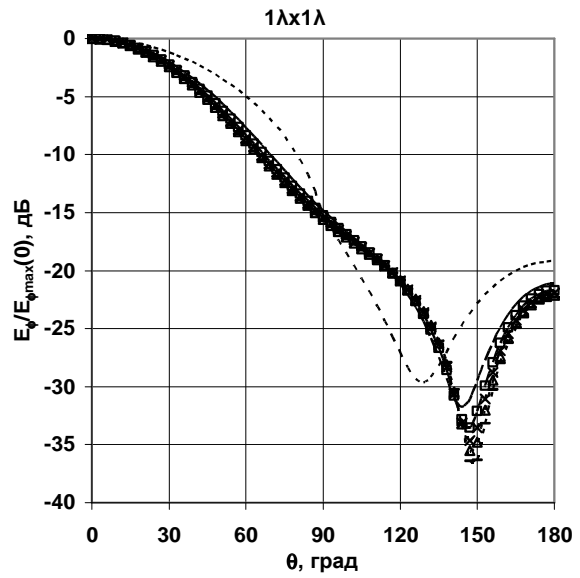
а)



б)



в)



г)

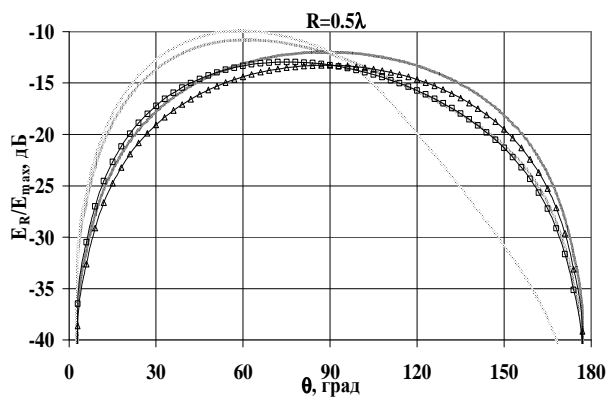
Рис.5. Зависимость  $E_\varphi/E_{\varphi\max}(0)$  от угла  $\theta$  для а)  $0.3\lambda \times 0.6\lambda$ , б)  $0.6\lambda \times 0.6\lambda$ , в)  $0.5\lambda \times 1\lambda$  и г)  $1\lambda \times 1\lambda$  размеров раскрыва волновода на различных расстояниях от антенны в плоскости  $H$

Таблица 2. Расстояния, начиная с которых  $|\arg E_\theta - \arg H_\varphi| \leq 0.5$  град

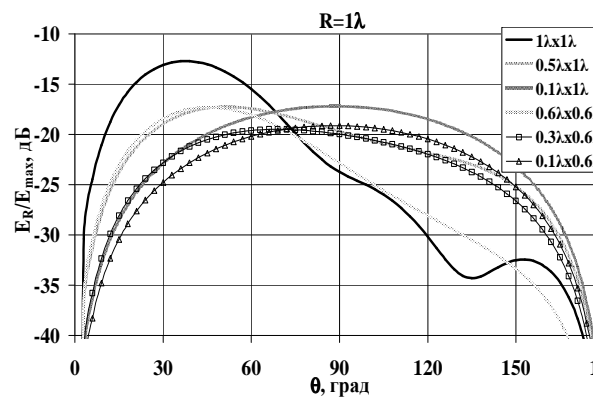
$a \times b$	$R_{0.5}, \theta=0\text{град}$
$1\lambda \times 1\lambda$	0.91
$0.5\lambda \times 1\lambda$	0.91
$0.1\lambda \times 1\lambda$	1.06
$0.6\lambda \times 0.6\lambda$	0.51
$0.3\lambda \times 0.6\lambda$	0.56
$0.1\lambda \times 0.6\lambda$	0.66

Таблица 3. Расстояния, на которых устанавливается форма диаграммы направленности

$a \times b$	$E - \text{нл.}$	$H - \text{нл.}$
$1\lambda \times 1\lambda$		$R = 1.5\lambda$
$0.5\lambda \times 1\lambda$	$R = 1.5$	$R = 1.3\lambda$
$0.1\lambda \times 1\lambda$	$R = 1\lambda$	$R = 1.5\lambda$
$0.6\lambda \times 0.6\lambda$	$R = 1.3$	$R = 1.3\lambda$
$0.3\lambda \times 0.6\lambda$	$R = 1.3$	$R = 1.3\lambda$
$0.1\lambda \times 0.6\lambda$	$R = 1\lambda$	$R = 1.3\lambda$



а)



б)

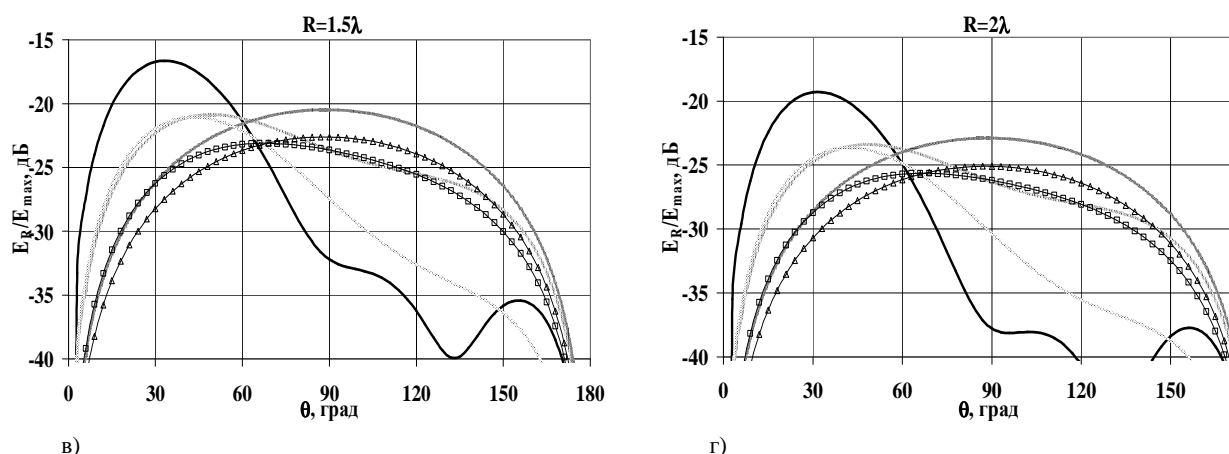


Рис.6. Зависимости  $E_R/E_{\theta_{max}}(0)$  от угла  $\theta$  на расстоянии а)  $R=0.5\lambda$ , б)  $R=1\lambda$ , в)  $R=1.5\lambda$ , г)  $R=2\lambda$  от раскрытия антенны

Таблица 4. Расстояния, начиная с которых  $E_R/E_{\theta_{max}} \leq -20$  дБ

$R=0.5\lambda$	$R=1\lambda$	$R=1.3\lambda$	$R=1.5\lambda$	$R=1.7\lambda$	$R=2\lambda$	$R=2.2\lambda$
-----	-----	-----	-----	-----	-----	$1\lambda \times 1\lambda$
-----	-----	-----	$0.5\lambda \times 1\lambda$	$0.5\lambda \times 1\lambda$	$0.5\lambda \times 1\lambda$	$0.5\lambda \times 1\lambda$
-----	-----	-----	$0.1\lambda \times 1\lambda$	$0.1\lambda \times 1\lambda$	$0.1\lambda \times 1\lambda$	$0.1\lambda \times 1\lambda$
-----	-----	-----	$0.6\lambda \times 0.6\lambda$	$0.6\lambda \times 0.6\lambda$	$0.6\lambda \times 0.6\lambda$	$0.6\lambda \times 0.6\lambda$
-----	-----	$0.3\lambda \times 0.6\lambda$	$0.3\lambda \times 0.6\lambda$	$0.3\lambda \times 0.6\lambda$	$0.3\lambda \times 0.6\lambda$	$0.3\lambda \times 0.6\lambda$
-----	-----	$0.1\lambda \times 0.6\lambda$	$0.1\lambda \times 0.6\lambda$	$0.1\lambda \times 0.6\lambda$	$0.1\lambda \times 0.6\lambda$	$0.1\lambda \times 0.6\lambda$

## ВЫВОДЫ

Для малых по сравнению с длиной волны размеров излучающих раскрытов прямоугольных и квадратных волноводов амплитудные зависимости в Е и Н плоскостях наблюдения устанавливаются такими, как в дальней зоне излучения, начиная с расстояния  $R \geq 1.5\lambda$ . Из анализа зависимостей отношения волновых сопротивлений  $W/W_0$  как функции расстояния от антенны до точки наблюдения в направлении главного максимума диаграммы направленности ( $\theta = 0^\circ, \varphi = 0^\circ$ ) граница дальней зоны расположена на расстоянии  $R \geq 1.5\lambda$ . Это расстояние было определено, используя критерий  $|1 - W/W_0| \leq 0.01$ . Получено, что поля практически синфазны начиная с расстояния  $R \geq 1.1\lambda$ . Отношение  $E_R/E_{\theta_{max}}(0)$  не превышает значения -20дБ на расстоянии  $R \geq 2.0\lambda$ .

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Шубарин Ю.В. Антенны сверхвысоких частот. – Харьков: Изд. Харьковского гос. университета, 1960. – 283 с.
- Горобец Н.Н. Особенности волновых процессов в ближней зоне датчиков электрического и магнитного поля // Труды III Республиканской конф. “Методы и средства измерения в области электромагнитной совместимости”. – Винница (Украина). –1991. – С.95-100.
- Laybros S. and Combed P. F. On Radiating-Zone Boundaries of Short,  $\lambda/2$ , and  $\lambda$  Dipoles. IEEE Antennas and Propagation Magazine, Vol. 46, No. 5, October 2004, p. 53-64.
- Gorobets N. N. and Shishkova A. V. Near-Field Distribution of Linear and Aperture Antennas// Proc. the 3rd International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS'06), 18-22 September, 2006, Sevastopol, Ukraine, p.38-43.
- Горобец Н.Н., Горобец Ю.Н., Цехмистро Р.И. Характеристики электромагнитных полей в ближней зоне коротких проволочных антенн // Вестник Харьковского национального университета, Радиофизика и электроника, №.467, 2000, с. 62-66.
- Горобец Н.Н., Цехмистро Р.И. Эффекты ближней зоны резонансных проволочных антенн // Вестник Харьковского национального университета, Радиофизика и электроника, No.513, 2001, стр. 112-118.



7. Горобец Н.Н. Амплитудные, фазовые и поляризационные характеристики апертурных антенн в ближней, промежуточной и дальней зонах. Вестник Харьковского университета, №. 203, Радиофизика и электроника, 1980, стр. 26-34.
8. Волошин В.А., Горобец Н.Н. Поляризационные характеристики прямоугольного раскрыва в ближней зоне //Антенно-фидерные и измерительные устройства сверхвысоких частот, Сборник Харьковского государственного университета, 1971, стр. 29-36.
9. Laybros S., Combed P. F., Mametsa H. J. The "Very-Near-Field" Region of Equiphase Radiating Apertures, IEEE Antennas and Propagation Magazine, Vol.47, No.4, August 2005, pp. 50-66.
10. Горобец Н.Н. , Шишкова А.В. Характеристики электромагнитного излучения из открытого конца круглого волновода в ближней и промежуточной зонах, Радиотехника и электроника, 2002, том 47, №5, с.579-582